



TITLE:

9.天体固態論(地球と天体の物理 (2),<特集>境界領域II)

AUTHOR(S):

早川, 幸男

CITATION:

早川, 幸男. 9.天体固態論(地球と天体の物理(2),<特集>境界領域II). 物性研究 1972, 19(1): 23-34

ISSUE DATE:

1972-10-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/88552>

RIGHT:

9. 天 体 固 態 論

名大・理・物理 早川 幸男

宇宙の物質の大部分はプラズマ状態にある。固態になっている量は千分の一程度しかない。固体の相当部分は惑星のような大きな天体であるが、総量としてはミクロン程度の小さな固体が多く、それが銀河系の空間を満たしているといっても100m立方に1個程度の稀薄さである。このように小さく稀薄な固体でも、大きな宇宙の長い歴史において演ずる役割は決して小さくはない。大は星の誕生から、小は星間分子の形成まで、この微小固体のお蔭を蒙っている事象はたくさんある。

本稿では宇宙の微小固体についての天文学的知識を概観し、その物性がどのように現われるかを論ずる。最近のこの分野における研究の発展から見て、そろそろ solid state astrophysics と呼ばれる分科ができてよさそうに思われるので、それを本稿の表題とした。

§1. 星間塵と惑星間塵

宇宙の微小固体は塵 (dust) と呼ばれる。ただし、宇宙塵 (cosmic dust) と呼ばれるものは、普通宇宙全体に存在する塵を指すのではなく、地球圏外から地球に降ってくる塵を意味する。これは惑星間空間に浮遊している塵が地球の重力場に捉えられたものと考えられている。太陽系にある塵は惑星間塵 (interplanetary dust) と呼ばれ、太陽光を散乱して光る。これが太陽コロナのF成分 (Fraunhofer線のあるコロナ光)、黄道光 (zodiacal light)、対日照 (Gegeuschein) とつながる一連のものである。最近では人工惑星等による惑星間塵の直接測定が行なわれ、塵の大部分が楕円軌道を描く隕石の同類と考えてよいことがわかった。それ故宇宙塵や惑星間塵を微小隕石 (micrometeorites) と呼ぶこともある。

太陽系外にも塵が存在することは、遠方の星が赤く見えたり (reddening)、距離の逆2乗法則より暗く見えたり (extinction) することから知られていた。星間空間に存在する塵を星間塵 (interstellar dust) という。

塵は星間空間に一様に分布しているのではなく、星間ガスと同様な粗密がある。星の密

度が極端に小さく見える領域は、塵を含んだ暗黒星雲 (dark nebula) に覆われている。明るい星の周囲に F コロナのような暈がかかるのは、星の光を反射する塵を含んだ反射星雲 (reflection nebula) の存在を示す。このような塵の雲の中では、塵の密度は銀河系内の平均密度より 1 桁以上大きい。

赤色巨星には強い赤外線を伴うものがある。また可視光ではほとんど見えない赤外星もある。赤外線は星を囲む塵が星の光で暖められ、熱輻射を出すためと考えられる。このように、星が塵を含んだ雲に囲まれている場合が往々にしてある。新星の爆発や赤色巨星の不安定によって放出された物質や星の形成の際に取り残された物質が星を囲む雲 (circumstellar clouds) になる。

銀河系の塵は一般的に原子、イオン、分子に伴っている。これらから成る星間物質は半径約 15 kpc、厚さ約 300 pc (pc ≡ パーセク、1 pc = 3.1×10^{18} cm、1 kpc = 10^3 pc) の円板内に分布している。その平均質量密度は 10^{-26} g cm⁻³ 程度で、密度は銀河中心から離れるに従って徐々に減少する。銀河中心の近傍は半径 2 kpc 程度の球状になっており、その中では中心に近いほど塵密度が高い。銀河円板内ではラセンの腕に沿って密度が高いが、ガスの腕と塵の腕とは少しずれている。星の光が偏っているのは、腕の中の非等方形の塵が整列しているためと解釈される。

吾々の銀河系の外にあるラセン状の銀河においても、ほぼ同様な塵の分布が見られる。楕円形の銀河においても、長径を含む面内に塵が多い。銀河間空間における塵については観測上の手掛りはない。

惑星間塵や星を囲む雲の中の塵は中心星の重力で引かれると共に、中心星の光の圧力で押される。塵が小さいほど後者が強い。青い明るい星の周りでは特に光圧が強く、その周囲にある水素の電離領域には塵はほとんど存在しないと考える。塵が輻射の中を運動すると抵抗力を受ける (Poynting Robertson 効果)。また塵は光電効果等によって帯電しており、磁場の中を運動するとローレンツ力を受ける。これらのために重力で束縛されている塵は角運動量を失い、中心星に向かって落ちる。中心星に近づくと温度が上り蒸発して小さくなるので、光圧で吹き飛ばされる。

星の形成期には塵の役割は重要である。塵が星間物質の冷却に効き雲の凝縮を惹き起す。塵の運動は惑星系の生成に役立つ。この問題については本号に中野氏の論文があるので、本稿からは省く。

星間空間では塵はガスと共に運動している。ガスとほぼ熱平衡にあり、温度は数十度Kと推定される。宇宙線のような非熱的成分も存在するという仮説があるので、直接的証拠は乏しい。

§2. 塵による星の光の減衰

塵についての知識は大部分光学的観測から得られている。星の光は散乱と吸収によって減衰する。減衰断面積を σ_{ex} 、塵の平均密度を n_g とすれば、距離 ℓ による波長 λ の光の強さは $\exp[-\sigma_{ex}(\lambda) n_g \ell]$ で減衰する。天文観測では等級で表わす習慣になっているから、減衰度は

$$A(\lambda) = 2.5 \log_{10} e \cdot \sigma_{ex}(\lambda) n_g \ell \quad (2.1)$$

で定義される。減衰度は方向によって異なるが、実視領域($\lambda \simeq 5500 \text{ \AA}$)で1等級/kpc程度である。半径 a の塵の減衰断面積を幾何学的断面積 πa^2 とすれば、(2.1)から

$$a^2 n_g \simeq 10^{-22} \text{ cm}^{-1} \quad (2.2)$$

それ故 $a \simeq 0.1 \mu$ 、 $n_g \simeq 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$ が一応の目安になる。

塵の光学的性質を知るには減衰度の波長依存性だけが必要なので、多くの観測値を規格化して重ね合わせる。その結果を図1に示す。特徴的な事実は、(a)可視領域では $A(\lambda) \propto 1/\lambda$ 、(b) $\lambda \simeq 2200 \text{ \AA}$ で吸収の山があり、(c)それを越して紫外領域に向ってゆっくりと増し、(d)赤外領域では小さいながらも有限の減衰が残ることである。その外、 $\lambda \simeq 4430 \text{ \AA}$ に小さなこぶがあるようである。

もし塵が半径 a の球であれば、上の観測事実から a の大きさが推定できる。複素屈折率を m とすれば、減衰断面積は図2に示すように $x \equiv (2\pi a/\lambda) |m-1|$ の関数で表わされる。

$x \ll 1$ では散乱部はL-L散乱で $\sigma_{sc} \propto \lambda^{-4}$ 、吸収部は $\sigma_{ab} \propto \lambda^{-1} \text{Im}(m)$ 、 $x \gg 1$ では $\sigma_{ex} = 2\pi a^2$ になる。 $x \lesssim 1$ では $\sigma_{ex} \propto x$ 、 $x \gtrsim 1$ で断面積は波を打つ。観測事実(a)-(c)から、 $m \simeq 1.3$ の誘電体であれば $a \simeq 0.1 \mu$ 、吸収の大きい金属性のものなら塵はもっと小さい。

特徴(b)は図2に示す山に原因するものではない。塵の成長が星間ガスの附着によるとすれば、半径の分布は $n(a)da \propto \exp(-\alpha a^3)da$ で表わされる。分布の幅は狭いが有限の広がりをもっているはずだから、多くの塵の重ね合わせの効果で山はならされてしまう。

それ故図1の減衰曲線に現われる山や谷は物性を表わすと考えられる。

物性は屈折率 $m(\lambda) = n(\lambda) - i\kappa(\lambda)$ で代表される。実部と虚部とは分散関係で結ばれており、例えば図4のようになる。それ故減衰に山のある波長では吸収が大きく、反射率が小さくなるはずである。

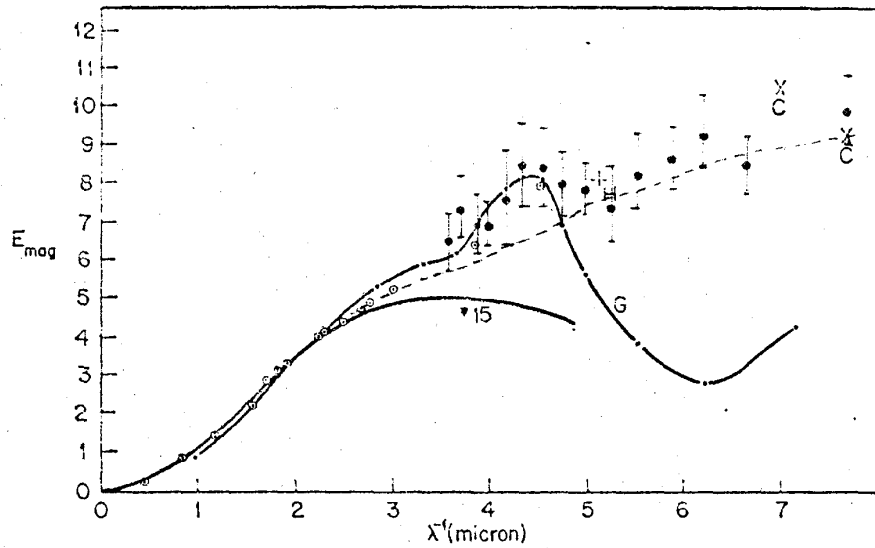


図1 減衰曲線。観測値と比較してある理論曲線は次のような塵模型に基づいている。*15: 誘電体、可視部を合わせると短波長で減衰が足りない。G: 半径 0.5μ の石墨 2200\AA の山まではよく再現できるが、短波長側が合わない。破線: 0.5μ の石墨にその約 $1/3$ の厚さの氷をかぶせたもの、全体の傾向をよく再現するが 2200\AA の山が出ない。

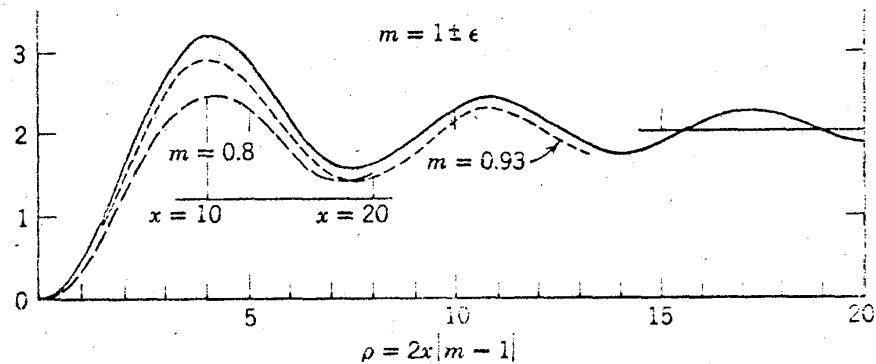


図2 減衰断面積。横軸は $2(2\pi a/\lambda)|m-1|$ 、縦軸は πa^2 を単位にして表わした減衰断面積の計算値

反射率は diffuse 光のスペクトルから求められる。星の光は塵で反射されて diffuse 光をつくるので、反射率の小さい波長ではその強度が小さい。最近の人工衛星を用いた紫外線の観測によれば、 $\lambda = 0.2 - 0.35 \mu$ の領域で diffuse 光が弱く、 $\lambda \simeq 2200 \text{ \AA}$ に反射率の極小が現われる。

2200 \AA の山が観測された時、これは石墨の π 電子励起によるという説明が提出された。しかし後に述べるように、これについては物性論的な問題がある。

§3. 星の光の偏り

一般に塵は球形ではなく異方性をもっている。もし異方形の塵が整列していれば、星の光が偏る。短軸に垂直な成分が強く減衰するので、このような塵の集団を通して見た光は短軸に平行な方向に偏っている。

銀河面近くの星を観測すると、図3に示すように偏りはほぼ銀河面に平行である。この事実は、銀河磁場が銀河面にほぼ平行に存在し、塵は異方性をもち、その長軸が磁場に垂直になっている、ことを示すものと考えられた。磁場による整列説を採れば、偏りの方向による変化から、銀河磁場にはピ

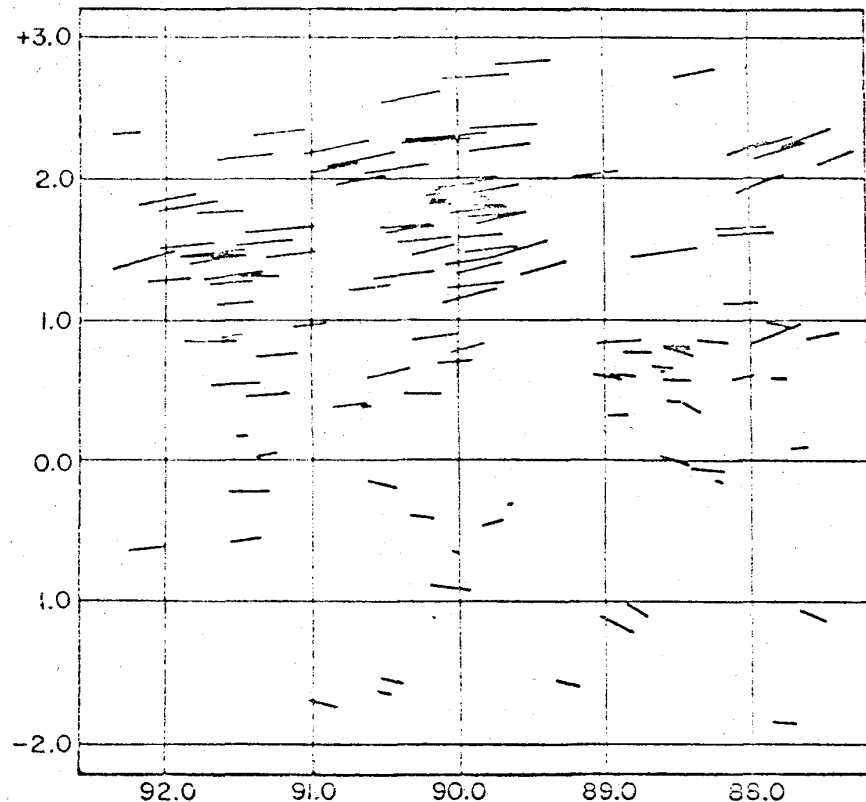


図3 カシオペア座の星の光の偏り。横軸は銀緯，縦軸は銀経で、偏りの向きと大きさが線分で示してある

ッチ角約 7° のラセン状成分の存在することが導かれる。

偏りの絶対値は青い光の減衰1等級に対して約9%で、この値は方向によって余り変ら

ない。しかし波長依存性は方向によって変化する。ただし、偏りが極大になる波長を λ_m , $\lambda = \lambda_m$ における偏りを P_m とすると、方向によらずに

$$P(\lambda)/P_m = (\lambda_m/\lambda)^{-1.15} \ell_n(\lambda_m/\lambda)$$

が成り立つ。この経験式の意味はまだよくわかっていないが、塵の大きさに余り関係せず物性で決る部分を表わすと考えられる。なお λ_m の値は 4500 \AA から 8000 \AA の範囲にわたっている。

以上は直線偏光の話であるが、最近それよりも2桁弱い円偏光が発見された。前者が主に偏りの向きによる吸収の差に起因するのに対し、後者は位相の差による。それ故円偏光の観測から屈折率の実部がわかる。もし誘電体とすれば $n \simeq 1.5$ に大体合う波長依存性を示すが、まだ観測が始まったばかりなのではっきりしたことがいえる段階ではない。

§4. 熱 輻 射

星の光を吸収した塵は、それを再放出する。単位波長当りの光の強度を $F(\lambda)$, 吸収効率を $Q(\lambda)$ とすれば、塵の温度 T_g は輻射平衡の関係

$$\int F(\lambda) Q(\lambda) d\lambda = \int B(\lambda, T_g) Q(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

から決る。ここで $B(\lambda, T_g)$ はプランク関数、右辺の被積分関数が熱輻射のスペクトルを表わす。吸収効率は屈折率の虚部 κ に関係し、レーレー近似では

$$Q = -4 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right) \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right) \simeq \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right) \kappa \quad (4.2)$$

になる。§2の(d)は、 κ が波長によって余り変化しないことを意味する。

これから決められる塵の温度は、光の強さや塵の物性に関係するが、 $T_g = 10 - 40^\circ \text{K}$ である。それ故熱輻射は主に 100μ 近傍の波長をもつ。最近のロケット観測によれば、銀河緯度が低くなると共に 100μ 帯の赤外強度の増加が見られ、それから塵の諸性質が導かれる。

塵の物性を知るのによい方法は、放射または吸収帯を観測することである。赤外星のスペクトルには約 10μ の辺に山があり、赤外線の高い銀河中心のスペクトルにはほぼ同じ

波長に谷が見える。これは (4.2) の κ に山があるため、これが SiO_2 の振動帯に対応すると考えられた。

§5. 光学的性質

吸収や輻射のスペクトルに見られる山や谷は、塵の光学的性質を知る手掛りを与える。 2200\AA や 10μ にある山はかなり狭いので、§2で述べた理由によりそれらは多分物性に原因するものと考えられる。

物性は誘電率 $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ で表わされる。異方性を考慮すると、偏極率は主軸の方向 $j=1, 2, 3$ に対して

$$\alpha_j = \frac{V}{4\pi} \frac{\epsilon - 1}{L_j (\epsilon - 1) + 1} \quad (5.1)$$

で表わされる。Vは塵の体積、 L_j は軸比に関係する量で、 $\sum_j L_j = 1$ を満足する。レーレー領域では、散乱と吸収の断面積は

$$\sigma_{sc}^j = \frac{8\pi^3}{3} \frac{V^2}{\lambda^4} \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 + \epsilon_2^2}{\{L_j \epsilon_1 + (1 - L_j)\}^2 + (L_j \epsilon_2)^2}, \quad (5.2)$$

$$\sigma_{ab}^j = \frac{2\pi}{\lambda} V \frac{\epsilon_2}{\{L_j \epsilon_1 + (1 - L_j)\}^2 + (L_j \epsilon_2)^2} \quad (5.3)$$

吸収断面積が山をもつのは、 ϵ_2 の山と、分母が小さくなる $\epsilon_1 = 1 - (1/L_j)$ の点である。後者が山をつくるためには、そこで $\epsilon_1 < 0$ で ϵ_2 は十分小さくならねばならない。一般に ϵ_2 の山は $\epsilon_1 = 0$ に当り、 $\epsilon_1 < 0$ はそれより短かい波長で起る。

ϵ_2 の山は、(a) 紫外領域では電子の遷移で、(b) 赤外領域では格子振動の横波の振動数 ω_T で起る。 $\epsilon_1 \lesssim 0$ で ϵ_2 が小さくなるのは、(c) 紫外領域では電子のプラズマ振動数 ω_P の少し下、および (d) 格子振動の縦波の振動数 ω_L で起る。 2200\AA の吸収が石墨の (a) に、 10μ の赤外放射が SiO_2 の (b) に対応するというのが、一般に採用されている解釈である。しかし分母を考えるとそれをそのまま信じるわけにはいかない。

図4に示した石墨の誘電率の測定値を見ると、 ϵ_2 の山は 2800\AA にある。 $\lambda = 2200\text{\AA}$ はむしろ $\epsilon_1 = -2$ に対応している。これは球状粒子で $L = 1/3$ の場合に (5.3) の分母

早川幸男

が極小になるところである。 $\epsilon_1 = 0$ に対応するプラズマ振動の波長は 1800 \AA であるが、塵が小さくなると共鳴の波長は短くなる。塵がさらに小さな単結晶の集りから成っていれば、量子効果が効いてプラズマ共鳴の幅が広がるであろう。また塵の温度($\sim 20^\circ \text{K}$)における誘電率が常温の場合とどう異なるかは問題であろう。

今まで石墨の場合だけを考えたが、 2200 \AA に吸収の山をもつ物質は石墨だ

けとは限らない。図5に $(\text{MgFe})\text{SiO}_3$ の断面積の実験値を示した。これによると半径 $0.06 - 0.07 \mu$ の場合、 2200 \AA に吸収端が現われ、それに隣接して散乱断面積の鋭い山がある。両者を加えた減衰断面積(E)は、 0.06μ では観測されるような山を示すが、 0.07μ では山が長波長側に広がる。塵の大きさはかなりの範囲に分布しているから、このように大きさに敏感な性質で観測を説明できるかどうかは問題である。

次に放射線損傷が物性を変える可能性を考えてみよう。中性子で照射された水晶は 2200 \AA に吸収帯をもつ。しかしもっと強い吸収帯が 1600 \AA に現われるのに対

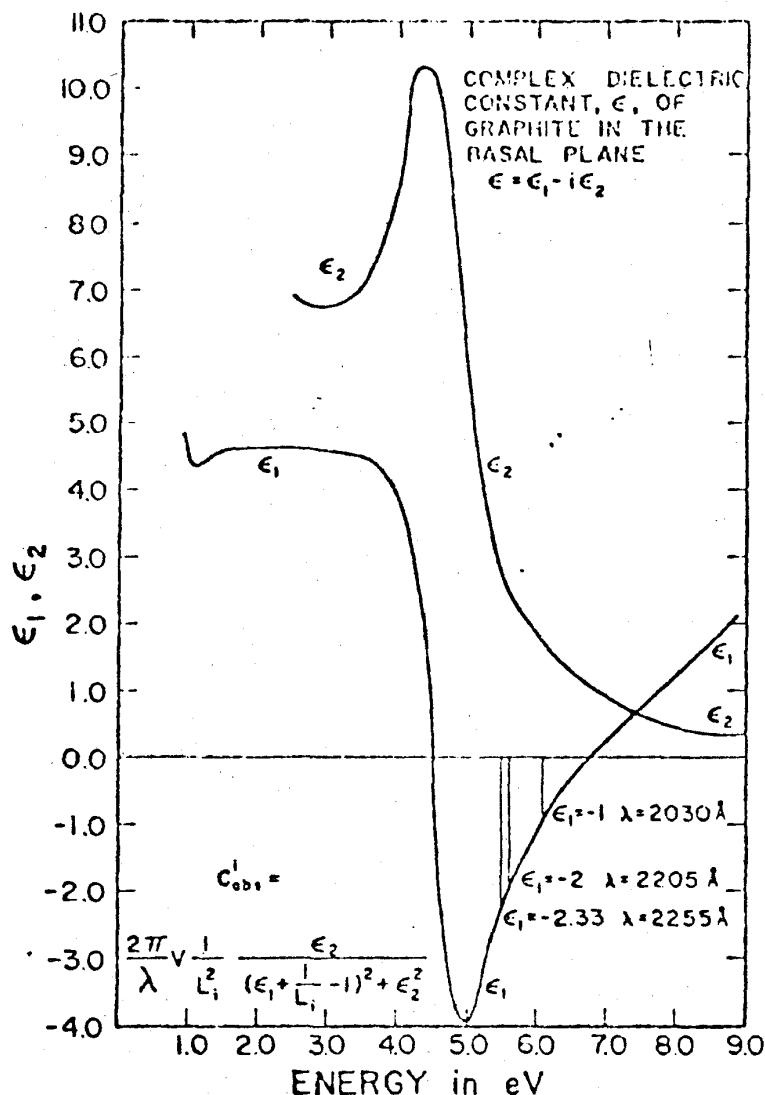


図4 石墨の誘電率(格子面内)

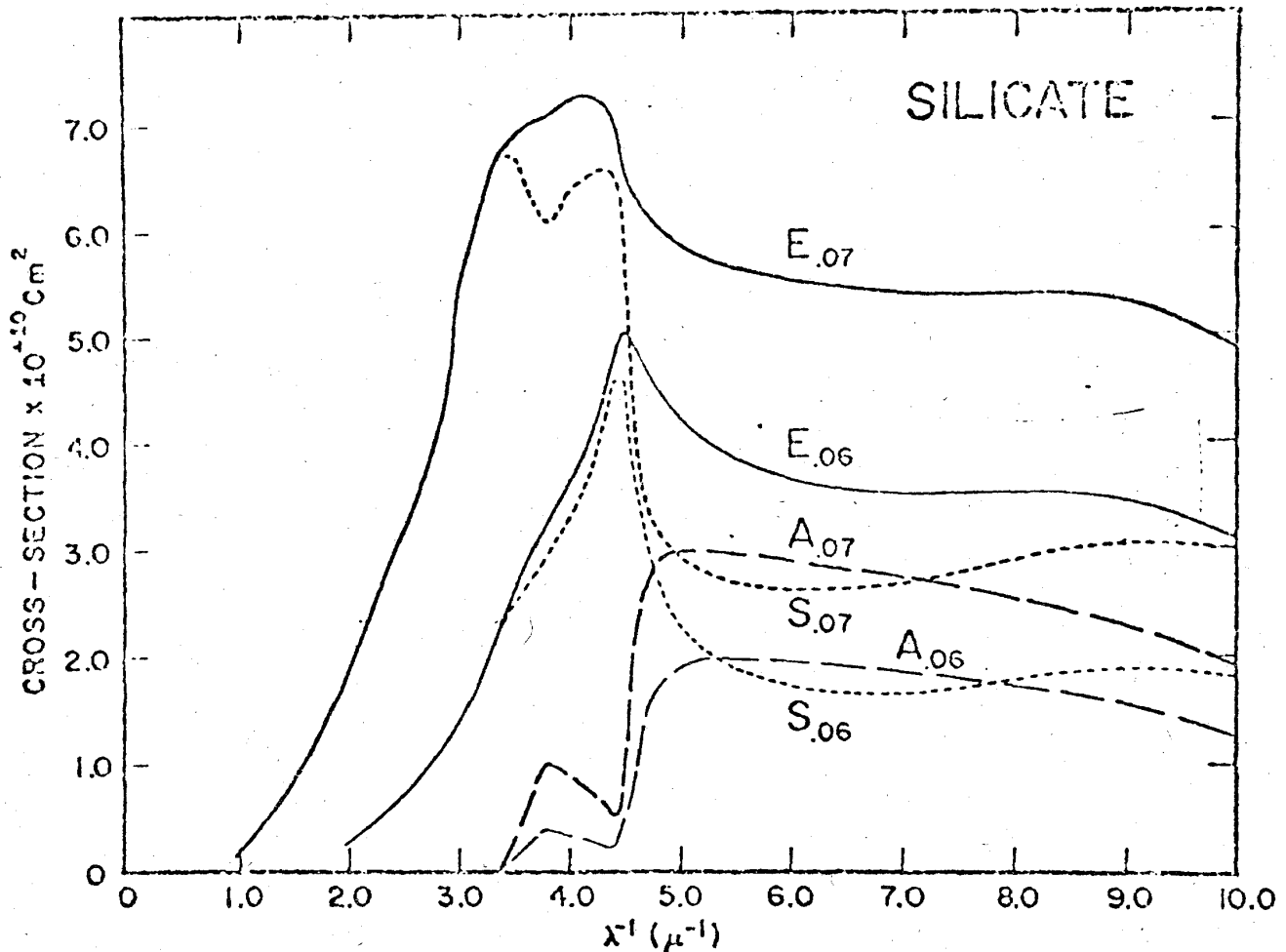


図5 (Mg,Fe)SiO₃ の散乱(S), 吸収(A), 減衰(E)断面積. 添字は塵粒の半径(μ)を示す

して、天文観測ではこれが認められていない。

1.0 μ 帯の起源についても複雑な問題がある。SiO₂ の屈折率の虚部 κ は確かに 1.0 μ で山をもつ。もし $n \simeq 1$, $\kappa \ll 1$ なら $\kappa(\lambda)$ だけを考えればよいが、この領域では ϵ_2 も — ϵ_1 もかなり大きい値をもつ。それ故 (5.3) の分母が効いてきて、(4.2) の近似で議論してよいかどうかは問題である。

このような吸収帯をもつ別の物質として SiC が提案されている。これは $2\pi c/\omega_L = 10.3 \mu$, $2\pi c/\omega_T = 12.6 \mu$ で、 $\epsilon_1 = -2$ になる波長は 10.8 μ である。前者の共鳴波長は形によって変化するので、分母の影響で生ずる山は様々の形の塵が混合していれば幅が広がる。もし SiC が主に効いているとすれば、約 1.3 μ の吸収帯が観

測にかかるはずであるし、約 6000\AA と 4000\AA にある吸収端の影響で青い光が弱くなるであろう。前者は観測されていないが、 SiC_2 分子による吸収で埋め合わされる可能性があるし、後者についてはその徴候が見られる。

以上、 2200\AA と 10μ の吸収帯について、正統的解釈に対抗する異説の方を詳しく述べたが、議論は紛々として結論は定まっていない。理論的研究に比べて実験が乏しい感じがする。現実の星間塵は形も単純でなく、様々な変成を受けているであろうから、どのような資料を用いて実験をするかがむづかしいところであるが、形、変成、温度に対する依存性がわかるような実験が望ましい。

§ 6. 磁氣的性質

§ 3 に述べたように、偏りの観測は異方性の塵が整列していることを示唆する。整列の原因は必ずしも磁場だけとは限らず、今までにも様々の整列機構が提案された。例えば、プラズマの流れや宇宙線は磁力線の周りをラセン運動するので磁場に垂直な運動量成分をもち、この中に置かれた円板や棒の長軸は磁力線に垂直になりやすい。また、光子の流は星の多い銀河中心から外へ向うから、光子の運動量によって円板の長軸は銀河面に垂直になりやすい。しかし定量的計算の結果、これらの過程は磁気整列よりも効率が悪いことがわかった。しかし磁場もまた十分な整列をなし得るかどうか、今だに問題になっている。

塵は一般に自由回転をしており、角運動量の軸は形（慣性モーメント）の軸とは必ずしも一致しない。緩和現象があると二つの軸は次第に近づき、角運動量の軸が形の最短軸に一致して安定になる。磁場が存在すると、回転軸は磁場のトルクのために首振り運動を行なう。しかし、磁気感受率 $\chi = \chi' - i\chi''$ の虚部 χ'' が有限であれば、首振り運動のエネルギーが熱に転化し、次第に首振りの角度が減少し、回転軸は磁力線の方法に一致する。このように磁気エネルギーを食って整列する緩和時間は、回転角速度 ω 、慣性モーメント I 、体積 V 、磁場の強さ H の場合、

$$\tau_m \sim \omega I / \chi'' V H^2 \quad (6.1)$$

他方、塵には塵団のガスの粒子が衝突して、これによって整列が乱される。ガスは主に質量 m 、密度 n 、温度 T の水素原子から成り、大きさ a の塵に対する衝突緩和時間は

$$\tau_c \simeq 3 I / 4 a^4 n (2 \pi m k T)^{1/2} \quad (6.2)$$

整列の度合はまず τ_c と τ_m の比, $\delta \equiv \tau_c / \tau_m$ に依存する。次にガスの温度と塵の温度 T_g との比が効く。衝突を表わすパラメーター ξ を, 整列が全くないときに 1, 整列が進むほど小さくなるように運ぶと,

$$\xi = \frac{1 + \delta (T_g / T)}{1 + \delta}, \quad \delta = \tau_c / \tau_m \quad (6.3)$$

$T_g = T$ で $\xi = 1$ になるのは, 塵とガスとは熱平衡に達し磁気エネルギーを熱に変える余地がなくなることを意味する。実際は $T_g / T \sim 0.1$ だから整列が起り, 軸と磁力線との間の角はほぼ幅 ξ の範囲に分布する。

$\chi'' = q (\omega / T_g)$ と表わせば, 整列に必要な磁場の強さは, $n = 10$, $T = 100^\circ \text{K}$ として

$$H^2 (\mu \text{G}) \simeq \frac{a (\mu) T_g (^\circ \text{K})}{10^{10} q} \frac{1 - \xi^2}{\xi^2 - (T_g / T)} \quad (6.4)$$

普通の常磁性体では $q \sim 10^{-12}$, 普通の塵は $a \sim 0.1 \mu$, $T_g \sim 10^\circ \text{K}$, 観測では $\xi \simeq 0.5$ だから, $H \gtrsim 10 \mu \text{G}$ となる。磁場による整列説は約 20 年前 $H \sim 10 \mu \text{G}$ と思われた時に提案されたが, その後の宇宙線や銀河電波の研究から $H \simeq 3 \mu \text{G}$ となった。そのため整列を説明するには q の値が 1 桁以上大きくなければならない。 q を大きくするための提案のうち二つだけを紹介しておこう。

石墨に対してはスピン常磁性が大きく寄与する。しかしこれは伝導電子の反磁性で消されるので, 結局は余り大きな磁気吸収にはならないであろう。誘電体に対しては, 鉄が不純物原子になっていると考えて q の値を求めていたが, もし鉄が微粒子として混れば, 強磁性的性質を帯びる可能性があり, q の値を増すことも不可能ではない。この問題もまだ結論を得るには到っていないのである。

§ 7. 終 り に

星間塵の固態論的側面についてはまだまだ興味深い問題があるが, 紙面の都合上省略した。その中には, 塵の生成と消滅, 塵の温度, 塵の表面における分子の生成, 塵の帯電等がある。また直接測定が行なわれている惑星間塵についても触れる余裕がなかった。

早川幸男

文献をすべて省略したが、今年末に刊行されるであろう Proceedings of I. A. U. Symposium No. 52 on Interstellar Dust and Related Topics を参照されたい。惑星間塵については、宇宙研の月・惑星シンポジウム報告(1972)の筆者の報告を参照されたい。